

На правах рукописи

Калачев Алексей Алексеевич

**КОЛЛЕКТИВНОЕ СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
И ОПТИЧЕСКАЯ КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ**

01.04.05 – оптика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
доктора физико–математических наук

КАЗАНЬ – 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской Академии Наук
Казанском физико-техническом институте им. Е.К. Завойского
КазНЦ РАН.

Научный консультант:	доктор физико-математических наук, профессор В.В.Самарцев
Официальные оппоненты:	доктор физико-математических наук, профессор А.В. Горохов
	доктор физико-математических наук, профессор А.И. Маймистов
	доктор физико-математических наук, профессор С.А. Моисеев
Ведущая организация:	ГОУ ВПО «Российский государствен- ный педагогический университет им. А.И. Герцена», г. Санкт-Петербург

Защита состоится « 24 » ноября 2011 г. в 14³⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 212.081.07 при Казанском (Приволжском) федеральном университете по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, д. 18, КФУ, физический корпус, ауд. 210.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке им. Н.И. Лобачевского Казанского (Приволжского) федерального университета.

Автореферат разослан «___» _____ 2011 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета,
доктор физ.-мат. наук

Камалова Д.И.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации

Развитие в последние годы квантовой информатики обуславливает большой интерес к исследованию взаимодействия неклассических состояний света с атомными ансамблями. Одним из направлений исследований является разработка устройств оптической квантовой памяти [1–4]. Подобные устройства, способные записывать и воспроизводить квантовые состояния света, являются основными элементами оптических квантовых компьютеров, оперирующих как с дискретными квантовыми переменными (кубитами), которые представляются однофотонными двухмодовыми состояниями электромагнитного поля, так и с непрерывными переменными, которые представляются когерентными и сжатыми состояниями [5,6]. Другой причиной интереса является возможность управления состояниями атомных ансамблей, используя корреляции состояний атомов и поля [7]. В частности, создание перепутанных состояний атомных ансамблей посредством нерезонансного рамановского рассеяния может быть использовано в квантовой связи на большие расстояния [8,9]. Наконец, большое внимание уделяется разработке контролируемых источников неклассических состояний света, таких как состояний с определённым числом фотонов, которые являются существенным элементом практической реализации многих идей квантовой информатики. Такие источники также могут быть созданы с использованием устройств квантовой памяти и атомных ансамблей [10,11].

Мотивацией всех этих исследований является тот факт, что эффективность взаимодействия фотонов с ансамблем, содержащим много атомов, намного больше, чем эффективность их взаимодействия с отдельными атомами. В случае когерентного характера взаимодействия, когда время фазовой релаксации в среде существенно больше длительности рассматриваемых процессов (поглощения, испускания, рассеяния и т.д.),

атомы, при соблюдении определенных условий, могут взаимодействовать с полем коллективно [12–15]. Коллективный эффект проявляется, прежде всего, в увеличении или уменьшении константы взаимодействия в зависимости от характера интерференции атомных состояний, что приводит к соответствующему изменению сечения резонансного перехода и скоростей поглощения и испускания фотонов. Переключение между конструктивной и деструктивной интерференцией атомных состояний, соответствующее переходу между двумя противоположными режимами коллективного спонтанного излучения — сверхизлучением и субизлучением, позволяет использовать данное явление в системах оптической памяти. Поэтому актуальными являются исследования коллективного спонтанного излучения в различных ситуациях, когда свет, находясь в тех или иных квантовых состояниях, взаимодействует с атомными ансамблями, а также исследования, связанные с разработкой методов управления процессом коллективного спонтанного излучения, которые позволяют использовать данное явление в системах оптической обработки информации.

Цель и задачи работы

Целью диссертационной работы является исследование возможностей когерентного контроля коллективного спонтанного излучения и определение оптимальных режимов использования коллективных сверхизлучательных и субизлучательных состояний в системах оптической обработки информации.

В соответствии с этой целью были поставлены следующие задачи:

- разработать методы когерентного контроля коллективного спонтанного излучения многоатомной системы, позволяющие преобразовывать сверхизлучательные многоатомные состояния в субизлучательные и обратно;
- определить оптимальные условия записи и воспроизведения однофо-

тонных волновых пакетов в режиме коллективного спонтанного излучения;

— разработать методы приготовления узкополосных однофотонных состояний с контролируемой временной формой;

— исследовать возможности использования перестраиваемого резонатора для записи, воспроизведения и преобразования однофотонных волновых пакетов;

— исследовать возможность записи и воспроизведения однофотонных волновых пакетов в резонансных средах с управляемым показателем преломления;

— развить теорию коллективного спонтанного излучения в материалах с показателем преломления, близким к нулю.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Когерентный контроль коллективного спонтанного излучения протяженной системы атомов позволяет преобразовывать сверхизлучательные многоатомные состояния в субизлучательные и обратно, что, в свою очередь, можно использовать в устройствах оптической квантовой памяти для записи и воспроизведения однофотонных волновых пакетов, являющихся носителями квантовой информации в системах оптической связи.

2. Максимальное отношение сигнал/шум на выходе устройства квантовой памяти, использующего коллективные субизлучательные состояния для хранения информации, получается тогда, когда временная форма записываемых однофотонных волновых пакетов — носителей квантовой информации — представляет собой обращённую во времени импульсную характеристику резонансной системы атомов.

3. Воздействие на протяжённую систему атомов пространственно неоднородным электрическим или магнитным полем позволяет осуществить обращение пространственного распределения фазы возбужденных атомных состояний и реализовать обращённое считывание информации в

устройствах оптической памяти.

4. Симметричные во времени однофотонные волновые пакеты, взаимодействующие с резонансной протяжённой системой атомов, заключённой в перестраиваемый резонатор, можно записывать и воспроизводить с вероятностью, близкой к единице, используя для этого лишь перестройку резонатора.

5. Квантовая память с перестраиваемым резонатором позволяет с высокой эффективностью преобразовывать однофотонные волновые пакеты, получаемые в параметрическом генераторе света, функционирующем существенно ниже порога генерации;

6. Управление показателем преломления резонансной среды в процессе нерезонансного рамановского взаимодействия слабых световых импульсов и сильного контрольного поля позволяет записывать и воспроизводить слабые импульсы света без использования неоднородного уширения резонансных переходов и без модуляции амплитуды контрольного поля.

7. Оптическое сверхизлучение возможно в сферическом образце из материала с близким к нулю показателем преломления, в том числе с равной нулю действительной частью показателя преломления, за счёт взаимодействия оптических центров через продольное электростатическое поле.

Научная новизна

— Впервые предложены методы активного (с помощью воздействия на атомы внешними полями) и пассивного (без непосредственного воздействия на атомы) когерентного контроля коллективного спонтанного излучения протяжённой системы атомов, позволяющие преобразовывать сверхизлучательные многоатомные состояния в субизлучательные и обратно и осуществлять запись и воспроизведение однофотонных волновых пакетов.

— Впервые выполнена оптимизация временной формы однофотонных волновых пакетов с точки зрения критерия сигнал/шум на выходе устрой-

ства квантовой памяти. Впервые экспериментально исследовано сверхизлучательное рассеяние вперёд слабых импульсов света, имеющих оптимальную форму, в кристалле $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Pr}^{3+}$ и получено хорошее согласие теоретических предсказаний с результатами эксперимента.

— Предложена новая схема управления коллективными возбуждёнными состояниями примесных ионов с помощью внешнего неоднородного электрического поля, позволяющая обращать пространственное распределение фазы этих состояний.

— Предложен и разработан новый метод записи и воспроизведения однофотонных импульсов с помощью перестройки резонатора.

— Впервые показано, что квантовая память с перестраиваемым резонатором позволяет с высокой эффективностью записывать и преобразовывать однофотонные состояния, которые можно приготовить в процессе спонтанного параметрического рассеяния света в резонаторе.

— Предложена новая схема источника однофотонных состояний на основе спонтанного параметрического рассеяния в резонаторе, временная форма которых однозначно определяется импульсом накачки.

— Впервые теоретически исследовано нерезонансное рамановское взаимодействие слабых импульсов света, сильного контролирующего поля и системы трёхуровневых атомов в условиях зависящего от времени показателя преломления резонансной среды. Предложен метод записи и считывания однофотонных состояний в резонансных средах с управляемым показателем преломления.

— Впервые теоретически исследовано оптическое сверхизлучение в материалах с близким к нулю показателем преломления. Определены оптимальные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей сферической среды, обеспечивающие максимальную эффективность коллективного спонтанного излучения. Показано, что оптическое сверхизлучение возможно в образцах с равной нулю действительной частью показателя преломления за счёт взаимодействия атомов через продольное

электрическое поле.

Практическая значимость

Полученные результаты можно использовать для создания устройств оптической квантовой памяти, являющихся основными элементами оптических квантовых компьютеров и квантовых повторителей, а также источников однофотонных состояний с контролируемым временем генерации и контролируемой временной формой однофотонных волновых пакетов.

Достоверность полученных результатов

Достоверность результатов обеспечивается использованием математически достоверных методов описания, проверкой аналитических результатов с помощью численных расчетов, а также согласием с результатами экспериментов. Все результаты имеют простое качественное объяснение.

Личный вклад автора

Постановка задач и расчёты принадлежат автору диссертации. Экспериментальная часть выполнялась соавторами работ.

Апробация работы

Результаты диссертации были представлены на следующих конференциях: Международный симпозиум по лазерной физике (LPHYS'2003, Гамбург; LPHYS'2005, Киото; LPHYS'2008, Тронхейм; LPHYS'2009, Барселона; LPHYS'2011, Сараево), Международная конференция по квантовой электронике (IQEC'2002, Москва), Международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (PECS'2001, Новгород; PECS'2005, Калининград; PECS'2009, Казань), Международные Чтения по квантовой оптике (Санкт-Петербург, 2003; Самара, 2007; Волгоград, 2011), Международная конференция по квантовой оптике (ICQO'2006, Минск; ICQOQI'2010, Киев), Международная конференция по квантовой информатике (Звенигород, 2005), Международный симпозиум по физике квантовой электроники (PQE'2010, PQE'2011, Сноубёрд), Международная конференция "Рубежи нелинейной физики" (FNP'2010, Нижний

Новгород — Санкт-Петербург), Международный семинар по квантовой оптике (Сангву Ризорт, 2008), Международный семинар по кристаллам, активированным редкоземельными ионами, для квантовой информатики (Лунд, 2009), Семинар Д.Н.Клышко по квантовой оптике (Москва 2003, 2005, 2007, 2009).

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 22 статьях и одной монографии, список которых приводится в конце автореферата.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка основных публикаций автора по теме диссертации и списка цитируемой литературы. Общий объём диссертации составляет 250 страниц машинописного текста, включая 44 рисунка и список цитируемой литературы из 239 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, включающая актуальность темы, цель исследования, защищаемые положения, научную новизну полученных результатов и их практическое значение.

В первой главе сделан обзор основных моделей, уравнений и приближений, которые используются при теоретическом описании коллективного спонтанного излучения как в сосредоточенных многоатомных ансамблях, линейные размеры которых меньше длины волны излучения, так и в протяжённых резонансных средах. Кроме того, представлены оригинальные результаты, касающиеся многоимпульсных режимов возбуждения сигналов оптического сверхизлучения, в том числе с участием импульсов неклассического света.

Развита теория многоимпульсного возбуждения сигналов оптически-

го сверхизлучения в двухуровневых и многоуровневых средах [A1–A6]. Выведены кинетические уравнения, описывающие динамику развития пространственных решёток населённости и когерентности в системе возбужденных многоуровневых частиц, взаимодействующих друг с другом через общее поле излучаемых фотонов. С помощью полученных уравнений исследованы различные многоимпульсные режимы возбуждения сигналов оптического сверхизлучения, а именно: 1) триггерное сверхизлучение. Проанализированы результаты первого твёрдотельного эксперимента по триггерному сверхизлучению в кристалле дифенила с молекулами пирена [A3]; 2) сверхизлучение в режиме четырёхволнового смешения [A2]. Определены оптимальные значения площади возбуждающих импульсов ($\approx \pi/2$), при которых основная энергия высвечивается коллективным образом в направлениях $-\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$, $-\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_1$ и $-\mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$, где \mathbf{k}_n — волновой вектор n -го возбуждающего импульса; 3) долгоживущее сверхизлучение в трёхуровневой резонансной среде, формируемое с участием неравновесной решётки когерентности [A1].

Развита теория усиления импульсов сжатого света в режиме триггерного оптического сверхизлучения для случая двухмодового сжатия и протяжённой резонансной среды [A7, A8, A10]. Получены кинетические уравнения, описывающие динамику кооперативного развития инверсии населённости и дисперсии квадратурных составляющих поляризации оптических центров, взаимодействующих с полем триггерного импульса, находящимся в состоянии сжатого вакуума. Показано, что отношение дисперсий квадратурных составляющих поля сверхизлучения (степень сжатия) по порядку величины равно среднему геометрическому степени сжатия поля триггерного импульса и степени сжатия поляризации усиливающей среды. Таким образом, при достаточно сильном сжатии среды интенсивность сжатой квадратурной составляющей сигнала сверхизлучения может быть меньше интенсивности некогерентного спонтанного фона, создаваемого многоатомной системой, т.е. поле сверхизлуче-

ния может характеризоваться не только классическим сжатием (когда дисперсии квадратур не равны друг другу), но и квантовым сжатием (когда дисперсия одной квадратуры меньше вакуумного значения).

Во второй главе исследуется возможность наблюдения коллективного спонтанного излучения в средах с близким к нулю показателем преломления. Получены кинетические уравнения для средних значений динамических переменных, описывающих эволюцию многоатомной системы в сферическом образце с показателем преломления $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$, $|n| \ll 1$ для случая $|\varepsilon| = |\mu| = |n|$. В рамках модели виртуального резонатора, которая описывает эффекты локального поля для случая незамещающих (interstitial) примесных оптических центров, проанализировано влияние нерадиационного затухания возбуждённых атомных состояний и определено пороговое условие для наблюдения коллективного излучения:

$$\frac{R}{\lambda} > \frac{1}{4\pi^2} \frac{\text{Im}[\varepsilon]}{|\varepsilon|} \left(\frac{\lambda}{a} \right)^3, \quad (1)$$

где a — радиус виртуального резонатора, заменяющего точечный источник, λ — длина волны излучения в вакууме. Для определения оптимальных условий реализации коллективного спонтанного излучения введено понятие эффективности сверхизлучения

$$\mathcal{E}_{\text{SR}} = \max_{t \in [0, \infty]} [\Delta W(t) - \Delta W_{\text{инд}}(t)] / \Delta W(\infty), \quad (2)$$

где $\Delta W(t)$ — энергия излучения, испущенного атомами к моменту времени t , $\Delta W_{\text{инд}}(t)$ — энергия излучения, которое было бы испущено в случае неколлективного распада возбуждённого состояния. В данном случае предполагается, что процесс излучения начинается в момент времени $t = 0$.

Показано, что максимальная эффективность сверхизлучения в сферическом образце достигается в случае упорядоченного расположения оптических центров в узлах кубической решётки при значениях показателя преломления $|n| = s(kR)^{-1}$, где $k = 2\pi/\lambda$ и множитель $s \sim 1$

зависит от фаз ε и μ . В частности, сверхизлучение протекает достаточно эффективно и при нулевом значении действительной части показателя преломления, когда атомы взаимодействуют друг с другом только через продольное электростатическое поле. Проанализирована зависимость эффективности \mathcal{E}_{SR} от степени разупорядоченности атомной решетки. Показано, что эффективность сверхизлучения в макроскопическом образце с близким к нулю показателем преломления существенно меньше зависит от смещения атомов, чем сверхизлучение сферического многоатомного ансамбля в свободном пространстве с линейным размером много меньше длины волны излучения. При этом за пределами сферического образца ансамбль излучающих атомов выглядит как одиночный точечный источник, расположенный в центре сферы.

В третьей главе исследованы возможности когерентного контроля коллективного спонтанного излучения в оптически тонкой резонансной среде, находящейся в резонаторе, а также возможность записи и считывания однофотонных состояний света с помощью перестройки резонатора.

Основной моделью является одномодовый кольцевой резонатор, содержащий оптически тонкую резонансную среду, линейные размеры которой намного больше длины волны излучения (рис. 1). Обозначим основное и возбуждённое состояния j -го атома ($j = 1, \dots, N$) через $|0_j\rangle$ и $|1_j\rangle$, его радиус-вектор через \mathbf{r}_j , а частоту перехода через ω_0 . Вектор состояния системы атомов и поля в произвольный момент времени можно записать следующим образом: $|\psi(t)\rangle = \sum_{\mathbf{k},s} f_{\mathbf{k},s}(t)|0\rangle|1_{\mathbf{k},s}\rangle + P(t)|1\rangle|\text{vac}\rangle$, где $|0\rangle = |0_1, 0_2, \dots, 0_N\rangle$ — основное состояние системы атомов, $|\text{vac}\rangle$ — вакуумное состояние поля, $|1_{\mathbf{k},s}\rangle = a_{\mathbf{k},s}^\dagger|\text{vac}\rangle$ и $|1\rangle = N^{-1/2}R^\dagger|0\rangle$, $R = \sum_{j=1}^N b_j e^{-i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_j}$, вектор \mathbf{k}_0 направлен вдоль оси резонатора и $|\mathbf{k}_0| = \omega_0/c$, $b_j = |0_j\rangle\langle 1_j|$ — атомный оператор перехода, $a_{\mathbf{k},s}$ — оператор уничтожения фотона в моде с частотой $\omega = kc$ и вектором поляризации $\varepsilon_{\mathbf{k},s}$ ($s = 1, 2$).

Взаимодействие однофотонных волновых пакетов с атомами рассматривается в приближении плохого резонатора, т.е. спектральная ширина

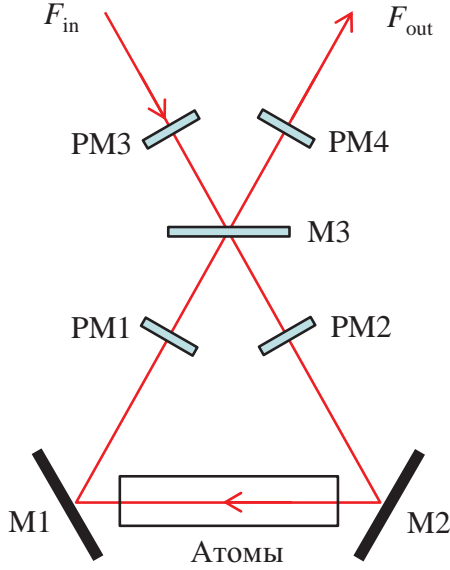


Рис. 1. Схема устройства квантовой памяти с перестраиваемым резонатором. M1 и M2 — полностью отражающие зеркала, M3 — полупрозрачное зеркало. Оптическая длина резонатора управляется симметричным образом фазовыми модуляторами PM1 и PM2, тогда как модуляторы PM3 и PM4 используются для контроля относительной фазы входного, резонаторного и выходного полей.

моды резонатора предполагается намного больше спектральной ширины коллективного спонтанного излучения. Другими словами, время жизни фотонов в резонаторе существенно меньше сверхизлучательного времени жизни. В этих условиях эволюция системы «атомы + поле» описывается следующими уравнениями:

$$F_{\text{out}}(t) = F_{\text{in}}(t) + \sqrt{2\gamma C(t)} P(t), \quad (3)$$

$$P(t) = P(-\infty) \exp \left(- \int_{-\infty}^t \gamma (C(\tau) + 1) d\tau \right) - \int_{-\infty}^t \sqrt{2\gamma C(\tau)} F_{\text{in}}(\tau) \exp \left(- \int_{\tau}^t \gamma (C(\tau') + 1) d\tau' \right) d\tau, \quad (4)$$

где $F_{\text{in}}(t)$ и $F_{\text{out}}(t)$ — огибающие однофотонных волновых пакетов на входе и выходе из резонатора, соответственно (здесь $F(t) = (Sc/V)^{1/2} \times \sum_{\mathbf{k},s} f_{\mathbf{k},s}(t) e^{i(\omega_0 - \omega)t}$, S — площадь пучка, V — объём квантования), $\gamma = 1/T_2 = 1/2T_1$, $1/T_1 = (1/4\pi\epsilon_0)(4d^2\omega_0^3/3\hbar c^3)$ — скорость спонтанного излучения (коэффициент Эйнштейна A), $C(t) = \mathcal{L}(t)\alpha L/4$ — кооперативный параметр,

$$\mathcal{L}(t) = \frac{2\mathcal{F}}{\pi} \left(1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi} \right)^2 \sin^2(kp(t)/2) \right)^{-1}, \quad (5)$$

где \mathcal{F} — резкость резонатора ($\mathcal{F} \gg 1$), p — оптическая длина пути, соответствующая полному обходу резонатора, α — резонансный коэффициент поглощения и L — длина среды. В приближении плохого резонатора, т.е. когда $C\gamma \ll 2\pi c\mathcal{F}/p$, перестройка оптической длины пути $p(t)$ означает соответствующее изменение значения кооперативного параметра $C(t)$, что, в свою очередь, ведет к изменению скорости коллективного спонтанного излучения или поглощения фотонов. Эту зависимость можно использовать для записи, воспроизведения и преобразования однофотонных волновых пакетов. Показано, что симметричные однофотонные волновые пакеты можно записывать и воспроизводить с вероятностью, близкой к единице, используя для этого лишь перестройку резонатора [A17, A20, A21]. Для биэкспоненциальных и гауссовых импульсов получены аналитические решения уравнений (3) и (4), описывающие необходимую для этого временную зависимость кооперативного параметра, и определены оптимальные значения длительности импульсов, соответствующие максимальной эффективности устройства квантовой памяти $\mathcal{E} = \int |F_{\text{out}}(t)|^2 dt / |F_{\text{in}}(t)|^2 dt$ при заданном наибольшем значении кооперативного параметра C_m . В частности, для гауссовых импульсов получаем следующую эффективность записи или считывания при $C_m \gg 1$: $\mathcal{E} \approx 1 - 3\sqrt{2}/C_m \sqrt{w(C_m)/6\sqrt{2\pi}}$, где $w(x)$ — функция Ламберта. В случае биэкспоненциальных импульсов проанализировано влияние нестабильности моментов времени появления входных импульсов в пределах заданного временного интервала (окна записи) на эффективность квантовой памяти и показано, что в случае симметричных экспоненциальных импульсов для эффективности квантовой памяти, равной 90% (99%), требуется синхронизация во времени с точностью 35% (10%) длительности импульса.

Разработанная схема записи и считывания естественным образом объединяется со схемой преобразования сверхизлучательных коллективных состояний в субизлучательные, что позволяет записывать последователь-

ность симметричных однофотонных импульсов на однородно уширенной резонансной линии. При поглощении фотонов атомная система из исходного состояния $|0\rangle = |0_1, \dots, 0_N\rangle$ последовательно переходит в симметричные сверхизлучательные состояния Дике

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} R^\dagger |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_i |0, \dots, 1_i, \dots, 0\rangle, \quad (6)$$

$$|2\rangle = \sqrt{\frac{2}{N(N-1)}} \sum_{j>i} |0, \dots, 1_i, \dots, 1_j, \dots, 0\rangle, \quad \text{и т.д.} \quad (7)$$

Если посредством какого-либо когерентного воздействия на атомы можно достаточно быстро изменить фазу состояний $|1_j\rangle$ на π , то фаза коллективного состояния $|1\rangle$ изменится на противоположную, фаза состояния $|2\rangle$ останется без изменений и т.д. Разделим теперь весь образец на две равные части, по $N/2$ атомов в каждой, и обозначим их через A и B . При этом сверхизлучательные состояния (6) и (7) удобно записать следующим образом:

$$|1_{A+B}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1_A, 0_B\rangle + |0_A, 1_B\rangle), \quad (8)$$

$$|2_{A+B}\rangle = \frac{1}{2\sqrt{N-1}} [\sqrt{N-2}(|2_A, 0_B\rangle + |0_A, 2_B\rangle) + \sqrt{2N}|1_A, 1_B\rangle]. \quad (9)$$

При когерентном воздействии на атомы одной из частей, скажем B , атомная система перейдёт из состояний (8) и (9) в антисимметричные одномодовые субизлучательные состояния

$$|1_{A-B}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1_A, 0_B\rangle - |0_A, 1_B\rangle), \quad (10)$$

$$|2_{A-B}\rangle = \frac{1}{2\sqrt{N-1}} [\sqrt{N-2}(|2_A, 0_B\rangle - |0_A, 2_B\rangle) - \sqrt{2N}|1_A, 1_B\rangle]. \quad (11)$$

Теперь предположим, что атомная система, находясь в состоянии (10), поглощает фотон и переходит в состояние

$$|2'_{A-B}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|2_A, 0_B\rangle - |0_A, 2_B\rangle). \quad (12)$$

Чтобы превратить состояние (12) в субизлучательное, необходимо повторное воздействие на половину атомов, фаза у которых менялась после поглощения первого фотона, и на половину атомов, фаза у которых не менялась. В результате такого воздействия атомная система разделяется на четыре пространственные области, которые обозначим через A , B , C , и D , а состояние системы принимает вид

$$|2_{A-B+C-D}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2_{A-B}, 0_{C+D}\rangle - |0_{A+B}, 2_{C-D}\rangle). \quad (13)$$

Таким образом, изменяя фазы после каждого поглощения фотона, можно переводить систему атомов в более возбуждённое субизлучательное состояние, спонтанный переход из которого в предыдущее субизлучательное состояние становится запрещённым. Действие обратной последовательности изменений фаз приведёт к испусканию поглощённых фотонов в обратном порядке. Для того чтобы многократно переводить атомную систему в субизлучательные состояния, необходимо разделить образец на соответствующее число пространственных областей, при этом схема изменения фаз в различных областях будет описываться матрицами Адамара.

Предложены различные методы активного (с помощью воздействия на атомы внешними полями) и пассивного (без непосредственного воздействия на атомы) когерентного контроля коллективного спонтанного излучения протяженной системы атомов, позволяющие преобразовывать сверхизлучательные многоатомные состояния в субизлучательные и обратно и осуществлять запись и воспроизведение однофотонных волновых пакетов [A13]. К активным методам изменения фазы относятся: 1) воздействие 2π -импульсов, а также неколлинеарных пар π -импульсов, с привлечением вспомогательного (третьего) энергетического уровня; 2) воздействие внешним неоднородным электрическим полем [A15, A16], рассматриваемое в гл. 4. Пассивный когерентный контроль можно осуществлять посредством фазовых модуляторов, разделяющих резонанс-

ную среду на пространственные области, и посредством изменения показателя преломления резонансной среды. Последний вариант подробно обсуждается в гл. 6.

В четвёртой главе исследованы возможности когерентного контроля коллективного спонтанного излучения в протяжённой оптически толстой резонансной среде и определены оптимальные условия записи и воспроизведения однофотонных волновых пакетов с точки зрения отношения сигнал/шум на выходе устройства квантовой памяти.

Разработана схема управления коллективными многоатомными состояниями с помощью внешнего неоднородного электрического поля, позволяющая не только преобразовывать сверхизлучательные коллективные состояния в субизлучательные и обратно, но и осуществлять обращённое считывание информации в оптически толстой среде без использования лазерных импульсов [A16]. Рассматривается протяжённая система одинаковых двухуровневых атомов, образующих оптически толстую резонансную среду. Предполагается, что 1) атомы являются примесями в твердотельной матрице, и частота резонансного перехода может контролироваться приложением внешнего электрического или магнитного поля; 2) напряжённость поля меняется линейно вдоль оси x , совпадающей с направлением распространения световых пучков, так что частотный сдвиг атомных уровней меняется от некоторого положительного значения $+\Delta\nu$ на входе в образец $x = -L_x/2$ до некоторого отрицательного значения $-\Delta\nu$ на выходе из образца $x = +L_x/2$. Такое поле можно создать посредством четырех электродов в квадрупольной конфигурации, которая использовалась в экспериментах по квантовой памяти с контролируемым неоднородным уширением [3]. Теперь допустим, что резонансный однофотонный волновой пакет распространяется сквозь среду, время фазовой релаксации в которой намного больше длительности волнового пакета. В некоторый момент времени, скажем $t = 0$, вероятность обнаружить атомы в возбужденном состоянии, а поле — в вакуумном со-

стоянии, достигает максимума и тогда атомная система подвергается воздействию внешнего неоднородного электрического поля, что приводит к рассогласованию фаз атомных состояний и подавлению коллективного спонтанного излучения вперёд. Этот шаг соответствует записи информации при условии, что электрическое поле является достаточно сильным, так что фазовое рассогласование можно создать за короткий промежуток времени по сравнению с длительностью записываемого волнового пакета. Пространственное распределение возбуждения в среде в момент времени $t = 0$ зависит от временной формы однофотонного импульса на входе в среду и оптической плотности среды, что, однако, не является существенным с точки зрения обсуждаемой реализации обращённого считывания. Пусть неоднородное электрическое поле включается в момент $t = 0$. Тогда в моменты времени $t_m > 0$, удовлетворяющие условию $\Delta\nu t_m = m/2$, где m — положительное целое число, создаются субизлучательные состояния [A13], поскольку для каждого атома найдется атом с противоположной фазой возбужденного состояния по отношению к испусканию света вперёд, так что скорость коллективного спонтанного излучения вперёд оказывается равной нулю. Более точно, в момент времени t_m создается дополнительный набег фазы $\exp(-i\Delta k x)$, где $\Delta k = 4\pi\Delta\nu t_m/L_x$. Пространственный период этой фазовой модуляции равен $\Delta x \sim 1/\Delta k$. Он уменьшается с ростом m и если m достаточно большое, этот период будет иметь толщину, сравнимую с оптически тонким слоем $1/\alpha$, где α — резонансный коэффициент поглощения. В этом случае коллективное спонтанное излучение вперёд остаётся полностью подавленным в оптически толстой среде для всех последующих моментов времени и внешнее поле можно выключить. Для того чтобы считать информацию, необходимо приложить противоположно направленное внешнее поле в течение того же самого времени t_m . Тогда в момент $t_r + t_m$, где t_r — момент времени, соответствующий началу процесса считывания, субизлучательное состояние преобразуется обратно в сверхиз-

лучательное (т.е. в состояние, созданное в момент $t = 0$) и внешнее поле необходимо выключить, чтобы позволить атомной системе испустить запасенную энергию в виде однофотонного импульса. Такой режим соответствует считыванию вперёд.

Теперь предположим, что внешнее поле, записывающее информацию, остается включенным после рассмотренного выше момента времени t_m . Эволюция пространственного распределения фазы в среде будет происходить по закону $\exp[ik(t)x]$, где $k(t) = k(0) - \beta t$, $\beta = 4\pi\Delta\nu/L_x$, и $k(0)$ — волновой вектор волны поляризации в момент времени $t = 0$. Поэтому, если внешнее поле действует в течение времени $t_{\text{rev}} = (1/\Delta\nu)L_x n/\lambda$, где $\lambda = \nu/c$ — длина волны резонансного излучения в вакууме, ν — частота резонансного перехода в отсутствие внешнего поля, n — показатель преломления среды, то получим $k(t) = -k(0)$, что соответствует обращению пространственного распределения фазы. Если в этот момент времени выключить внешнее поле, запасённая энергия высвободится в виде однофотонного импульса в обратном направлении. Показано, что такое обращение фазы можно осуществить в течение нескольких микросекунд с эффективностью, близкой к единице, если в качестве носителей информации используются примесные кристаллы, активированные редкоземельными ионами [A16]. Для этого необходимо представить образец в виде последовательности коротких образцов, на каждый из которых действует соответствующее поле. Такую периодическую структуру можно создать в протяжённом диэлектрическом кристалле или волноводе, используя методы спектрального выжигания провалов (см., например, [16,17]) в сочетании с воздействием внешнего неоднородного поля. Процедура проиллюстрирована на рис. 2. Сначала создаётся узкая линия поглощения в отсутствие внешнего поля. Затем прилагается пространственно периодическое квадрупольное поле, как показано на рис. 2а, так чтобы ионы в пространственных областях A и B испытывали противоположные частотные сдвиги. В данном случае предполагается, что ди-

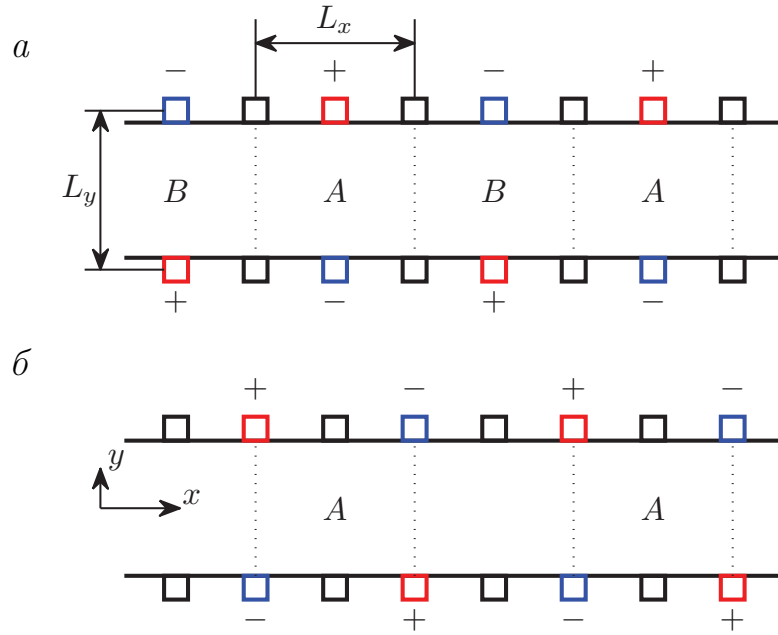


Рис. 2. Схема создания неоднородного электрического поля, позволяющего реализовать обращение фазы в протяжённом образце. На первой стадии (а) посредством лазерного облучения из резонансной частотной области удаляются ионы, принадлежащие пространственным областям B , а на второй стадии (б) образуется необходимая периодическая структура из ионов, принадлежащих пространственным областям A . Предполагается, что электроды являются бесконечно протяжёнными вдоль оси z и нанесены на поверхность кристалла или диэлектрического волновода. Знаки около каждого электрода обозначают приложенный потенциал $\pm U/2$, тогда как отсутствие знаков означает $U = 0$.

польные моменты ионов направлены одинаково перпендикулярно оси x . Поэтому пунктирные линии на рис. 2а соответствуют точкам, в которых частотный сдвиг равен нулю. Внешнее поле является не очень сильным в том смысле, что частотные сдвиги не превышают спектральной ширины провала в неоднородно уширенной линии. При этих условиях ионы из одного типа спектральных областей, скажем B , можно удалить из резонансной частотной области посредством оптического возбуждения. В результате после выключения внешнего поля создается необходимая периодическая структура примесных ионов, образующая узкую линию поглощения лишь в пространственных областях A . Теперь для выполнения записи и считывания информации необходимо приложить пространственно периодическое электрическое поле с аналогичной структурой, но сдвинутой вдоль оси x (рис. 2б). В результате создаётся система, эквива-

лентная последовательности тонких образцов, находящихся в одинаковом внешнем поле. Показано, что в образцах типа диэлектрических волноводов, характерные поперечные размеры которых порядка 100 длин волн оптического излучения, можно создавать электрические поля с линейным градиентом поля вдоль образца, так что относительная точность выполнения линейного закона получается равной 10^{-5} . При этом поперечные размеры электродов и расстояния между ними лежат в области нескольких длин волн оптического излучения, т.е. такая структура может быть легко создана современными средствами микролитографии.

Без учёта преобразования сверхизлучательных состояний в субизлучательные и обратно рассмотренное выше взаимодействие однофотонного волнового пакета с резонансной средой представляет собой когерентное или сверхизлучательное рассеяние вперёд, так что эффективность рассеяния совпадает с эффективностью квантовой памяти в режиме считывания информации вперёд. Временная форма выходного (рассеянного) импульса связана с временной формой импульса на входе посредством следующих соотношений [18,19]:

$$F_{\text{out}}(t) = F_{\text{in}}(t) - \int_{-\infty}^{\infty} d\tau F_{\text{in}}(\tau) \Phi(t - \tau), \quad (14)$$

где

$$\Phi(t) = b \frac{J_1(2\sqrt{bt})}{\sqrt{bt}} \theta(t) e^{-t/T_2}. \quad (15)$$

Здесь $J_1(x)$ — функция Бесселя первого рода, функция $\theta(t)$ равна 0 при $t < 0$, 1 при $t > 0$ и $1/2$ в точке $t = 0$, $b(x) = \alpha L / 2T_2$.

Показано, что максимальное пиковое значение амплитуды выходного сигнала в некоторый момент времени $t \geq 0$, при условии, что входной импульс заканчивается в момент $t = 0$, получается тогда, когда временная форма записываемых однофотонных волновых пакетов представляет собой обращённую во времени импульсную характеристику резонансной

системы атомов [A14], т.е.

$$F_{\text{in}}^{\text{opt}}(t) = -A\Phi(-t), \quad t \leq 0, \quad (16)$$

где A — нормировочный множитель, зависящий только от αL . При этом эффективность квантовой памяти стремится к единице в пределе большой оптической толщины резонансной среды по закону квадратного корня:

$$\mathcal{E} = 1 - \frac{4}{\sqrt{\pi\alpha L}} + \frac{1}{\pi\sqrt{\alpha L}} \approx 1 - \frac{2}{\sqrt{\alpha L}}, \quad \alpha L \gg 1. \quad (17)$$

Получение максимального пика выходного сигнала на выходе устройства квантовой памяти соответствует оптимизации с точки зрения отношения сигнал/шум процесса детектирования в системах классической связи.

Показано, что в момент окончания входного импульса ($t = 0$), имеющего оптимальную форму, его энергия распределяется практически равномерно в резонансной среде, причем, чем больше оптическая толщина, тем более равномерным получается распределение, которое можно описать следующим образом:

$$c(0, z) = \frac{A\sqrt{b}}{\sqrt{L}} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\alpha(L-z)}{2\sqrt{\alpha L}}\right) \right] \quad (18)$$

при условии $\alpha L \gg 1$. Здесь $c(t, z)$ — амплитуда плотности вероятности нахождения атомов в возбуждённом состоянии в точке $z \in [0, L]$ в момент времени t .

Получено хорошее согласие теоретических предсказаний с результатами экспериментального исследования сверхизлучательного рассеяния вперёд слабых импульсов света, имеющих оптимальную форму, в кристалле $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Pr}^{3+}$ [A18]. Эксперимент выполнялся на переходе $^3\text{H}_4 - ^1\text{D}_2$ ионов празеодима в кристалле Y_2SiO_5 (кристаллографическое положение 1, длина волны перехода 605.82 нм). Образец длиной 20 мм помещался в криостат и охлаждался до температуры 2.1 К. Концентрация ионов празеодима составляла 0.05%. Посредством перераспределения населённостей сверхтонких подуровней основного электронного состояния

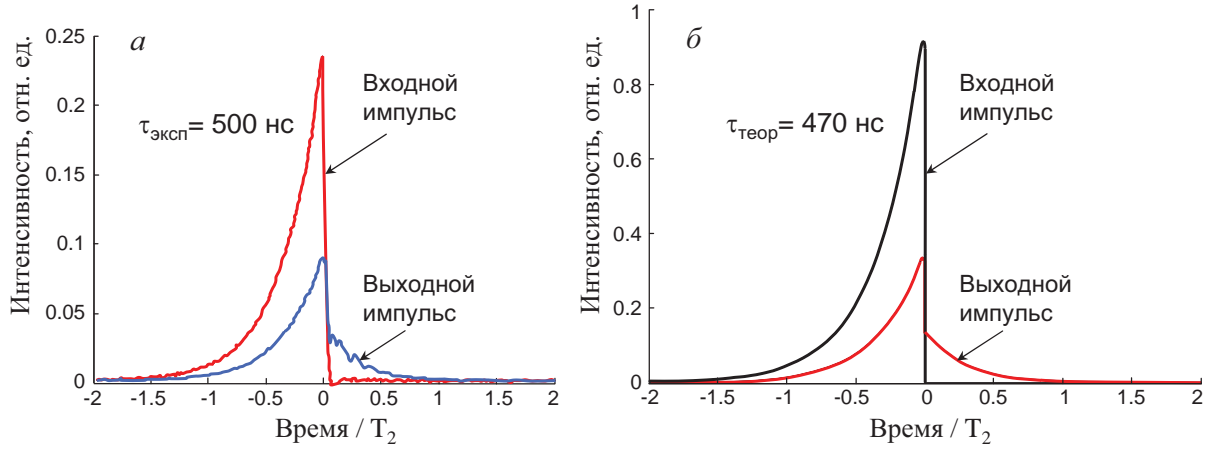


Рис. 3. Временная форма выходного импульса при возбуждении среды возрастающим экспоненциальным импульсом: *a* — экспериментальная зависимость при длительности возбуждающего импульса равна $\tau = 500$ нс, *б* — результат теоретического расчета при значении $\tau = 470$ нс.

примесных ионов внутри контура неоднородно уширенной линии (5 ГГц) выжигался спектральный провал шириной 18 МГц, в пределах которого создавалась узкая линия поглощения шириной примерно 120 кГц. В ходе эксперимента исследовалась зависимость сверхизлучательного времени жизни и эффективности сверхизлучательного рассеяния вперёд от оптической толщины резонансной среды при возбуждении оптимальными слабыми импульсами. Поскольку оптическая толщина среды в данном эксперименте не превышала 5, оптимальная форма возбуждающих импульсов (16) близка к экспоненциальной $F_{\text{in}}^{\text{opt}} = \sqrt{2/\tau} \exp(t/\tau) \theta(-t)$. На рис. 3 показан пример экспериментально наблюдаемой (*a*) и теоретической (*б*) формы выходного импульса. Как и следовало ожидать, сверхизлучательное время жизни уменьшается с увеличением оптической толщины, а эффективность при $\alpha L = 4$ получается равной примерно 20%, что хорошо соответствует теоретическому расчету.

В пятой главе исследуется возможность приготовления однофотонных волновых пакетов с управляемой временной формой в источниках однофотонных состояний на основе спонтанного параметрического рассеяния света. Рассматривается однорезонаторный параметрический генератор света с накачкой ниже порога генерации. Холостой фотон (резонансный)

в каждой рождающейся коррелированной паре фотонов детектируется на выходе из генератора для предсказания существования сигнального (нерезонансного) фотона. Предложены два метода управления временной формой последнего. Первый метод основан на использовании импульсной накачки [A19]. Показано, что временная форма генерируемых однофотонных волновых пакетов однозначно задаётся формой импульса накачки и не зависит от момента времени детектирования холостого фотона, если последний детектируется на выходе из резонатора после окончания импульса накачки. Предложена схема реализации метода и выполнены оценки эффективности условного приготовления узкополосных однофотонных состояний, пригодных для записи и считывания в разрабатываемых сейчас устройствах квантовой памяти. Идея метода легла в основу эксперимента [20] по управлению пространственной формой однофотонных полей.

Второй метод подразумевает преобразование генерируемых однофотонных состояний в устройстве квантовой памяти [A20, A21]. Показано, что использование квантовой памяти с оптически тонкой средой в резонаторе (гл. 3) позволяет достичь максимальной эффективности условного приготовления одиночных фотонов, поскольку форма фотонов на выходе из параметрического генератора имеет вид возрастающей экспоненты и обеспечивает максимальную вероятность записи однофотонного состояния. В частности, эффективность преобразования экспоненциального импульса в гауссов импульс, при оптимальном значении их длительностей, получается равной: $\mathcal{E} \approx 1 - 1/C_m - 3\sqrt{2}/C_m \sqrt{w (C_m/6\sqrt{2\pi})}$, где C_m — максимальное значение кооперативного параметра.

В шестой главе исследуется возможность записи и считывания квантовых состояний света в резонансных средах с управляемым показателем преломления [A22, A23]. Рассматривается система из $N \gg 1$ одинаковых трёхуровневых атомов, помещённых в кольцевой резонатор и

взаимодействующих со слабым квантовым полем (однофотонным волновым пакетом), который необходимо записать и воспроизвести, и сильным классическим (контрольным) полем (рис. 4). Поля предполагаются в рамановском резонансе с нижайшим (спиновым) переходом, а частота квантового поля соответствует одной из мод резонатора. Атомы считаются неподвижными, являясь, например, примесями в твердотельной матрице. Область рамановского взаимодействия характеризуется числом Френеля больше единицы, что позволяет воспользоваться одномерным приближением. Нерезонансное рамановское взаимодействие слабых импульсов света с атомным ансамблем описывается следующей системой уравнений:

$$\dot{S}_q = -\gamma S_q + i\tilde{g}\sqrt{N} e^{i\beta t_q} \text{sinc}(\beta(t - t_q)) F, \quad (19)$$

$$\dot{F} = -\kappa F + \sqrt{2\kappa} F_{\text{in}} + i\tilde{g}^*\sqrt{N} \sum_q e^{-i\beta t_q} \text{sinc}(\beta(t - t_q)) S_q, \quad (20)$$

$$F_{\text{out}} = \sqrt{2\kappa} F - F_{\text{in}}, \quad (21)$$

где S_q — амплитуда спиновой волны (волны когерентности) с волновым вектором q , кратным $2\pi/L$, где L — длина среды, F , F_{in} и F_{out} — амплитуда внутрирезонаторного, входного и выходного полей, соответственно, γ — скорость фазовой релаксации на рамановском переходе, 2κ — обратное время жизни фотонов в резонаторе, $\tilde{g} = g\Omega/\Delta$, Ω — частота Раби контрольного поля, Δ — частотная расстройка, g — константа связи, t_q — момент времени, когда $q + k_c - k = 0$ для заданного значения q , $\beta = (\omega_c/c)(L/2)\dot{n}_c$. В данном случае предполагается, для простоты, что от времени зависит лишь показатель преломления n_c на частоте контролирующего поля ω_c .

На основе полученной системы уравнений показано, что форму оптического импульса можно записывать и воспроизводить в режиме нерезонансного рамановского взаимодействия посредством изменения показателя преломления резонансной среды без использования неоднородного уширения резонансных переходов и без модуляции частоты Раби кон-

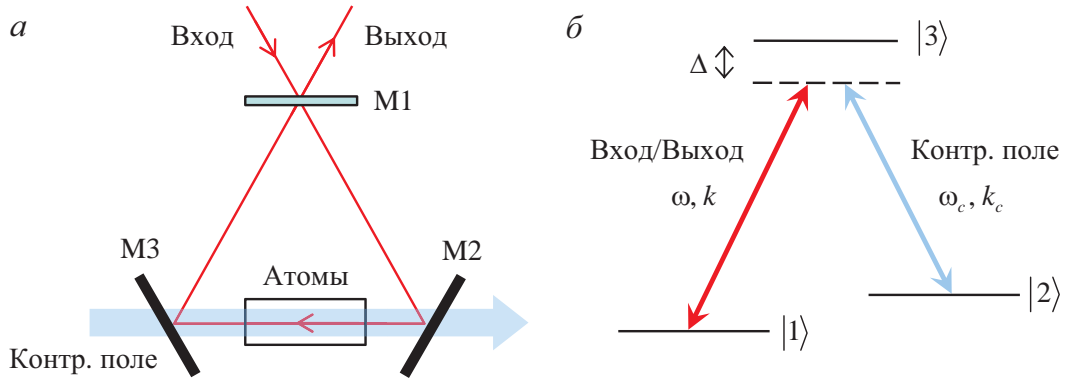


Рис. 4. Схема устройства квантовой памяти (а) и структура рабочих уровней (б). Зеркала M2 и M3 являются полностью отражающими для однофотонного поля и прозрачными для контрольного поля, M1 — полупрозрачное зеркало. Разность волновых векторов $k - k_c$ модулируется за счёт изменения показателя преломления в процессе нерезонансного рамановского взаимодействия.

трольного поля. В процессе нерезонансного рамановского поглощения входного поля создаётся спиновая волна с волновым вектором $q = k - k_c$, равным разности волновых векторов входного и контрольного полей. При изменении показателя преломления среды во время такого взаимодействия амплитуда входного поля в разные моменты времени проецируется на спиновые волны с разным волновым вектором q . Такое проецирование возможно благодаря условиям пространственного синхронизма, которые позволяют переключать коллективное взаимодействие атомов с входным полем с одной спиновой волны на другую. В результате в конце процесса записи в среде создаётся решетка когерентности на спиновом переходе, которая представляет собой суперпозицию спиновых волн. Считывание записанной таким образом информации достигается с помощью нерезонансного рамановского взаимодействия атомов с контрольным полем, в ходе которого показатель преломления n_c проходит те же значения, которые использовались при записи. Результирующий выходной импульс является суперпозицией импульсов, генерируемых от разных спиновых волн, которые в различные моменты времени удовлетворяют условию пространственного синхронизма для различных волновых векторов контрольного поля. Переход от одной спиновой волны

к другой осуществляется через промежуток времени $\delta = \pi/\beta$. Если интервал δ намного меньше характерного временного масштаба изменения входного поля, то можно найти аналитическое решение уравнений (19) и (20). В частности, при считывании с обращением во времени получаем:

$$F_{\text{out}}(t) = -2\Gamma(\kappa + \Gamma)^{-1} F_{\text{in}}(-t) e^{-2\gamma t}, \quad (22)$$

где $\Gamma = g^2 N (|\Omega|^2 / \Delta^2) (\pi / 2\beta)$. Важно также отметить, что временная зависимость показателя преломления при считывании информации не обязательно должна быть обращённой во времени зависимостью, которая использовалась при записи. Если при считывании используются значения n_c , которые упорядочены так же, как при записи, то формула (22) заменяется следующей

$$F_{\text{out}}(t) = -2\Gamma(\kappa + \Gamma)^{-1} F_{\text{in}}(t - T) e^{-\gamma T}, \quad (23)$$

где T — длительность процесса записи или считывания. Это означает, что однофотонный волновой пакет можно воспроизвести без обращения во времени, так что его временная форма в принципе не искажается процессом дефазировки.

Полное изменение показателя преломления в процессе записи или считывания равно $\Delta n = (T/\delta) \lambda / L$, где $\lambda = 2\pi c / \omega_c$. Численный расчет показывает, что гауссовый импульс длительностью 2δ и выше можно записать и воспроизвести с эффективностью 0.99 при условии, что скорость γ достаточно мала. Следовательно, принимая $T/\delta \sim 1$ и $\lambda/L \sim 10^{-5}$, получаем $\Delta n \sim 10^{-5}$, что можно рассматривать как минимальный диапазон изменения показателя преломления, который необходим для записи и считывания одного импульса при типичных размерах образца. Отношение максимально доступного диапазона изменения показателя преломления и этого минимального значения определяет число импульсов, которые можно записать друг за другом, т.е. модовую ёмкость квантовой памяти.

В заключении приводятся основные результаты и выводы работы.

Основные результаты:

1. Развита теория многоимпульсного возбуждения сигналов оптического сверхизлучения. Выведены кинетические уравнения, описывающие динамику развития пространственных решёток населённости и когерентности в системе возбуждённых многоуровневых частиц, взаимодействующих друг с другом через общее поле излучаемых фотонов. С помощью полученных уравнений проанализированы различные многоимпульсные режимы возбуждения сигналов многомодового оптического сверхизлучения в двухуровневой и трёхуровневой резонансных средах, которые являются перспективными с точки зрения их использования в системах оптической обработки информации.
2. Развита теория усиления импульсов сжатого света в режиме триггерного оптического сверхизлучения. Получены кинетические уравнения, описывающие динамику кооперативного развития инверсии населённости и дисперсии квадратурных составляющих поляризации оптических центров, взаимодействующих с полем триггерного импульса, находящимся в состоянии сжатого вакуума. Определена зависимость степени сжатия поля сверхизлучения от степени сжатия поля триггерного импульса и от степени сжатия поляризации усиливающей среды. Показано, что при достаточно сильном сжатии среды интенсивность сжатой квадратурной составляющей сигнала сверхизлучения оказывается меньше интенсивности некогерентного спонтанного фона. Таким образом, поле сверхизлучения может характеризоваться не только классическим сжатием (когда дисперсии квадратур не равны друг другу), но и квантовым сжатием (когда дисперсия одной квадратуры меньше вакуумного значения).
3. Развита теория коллективного спонтанного излучения в средах с близким к нулю показателем преломления. Получены кинетические уравнения для средних значений динамических переменных, описывающих

эволюцию многоатомной системы в сферическом образце с показателем преломления, на много меньшим единицы. Определено пороговое условие для наблюдения коллективного излучения в случае незамещающего положения оптических центров. Показано, что процесс сверхизлучения возможен при нулевом значении действительной части показателя преломления за счёт взаимодействия атомов через продольное электростатическое поле.

4. Разработаны методы когерентного контроля коллективного спонтанного излучения протяженной системы атомов, позволяющие преобразовывать сверхизлучательные многоатомные состояния в субизлучательные и обратно. Показано, что данные методы можно использовать в устройствах оптической квантовой памяти для записи и воспроизведения однофотонных волновых пакетов, являющихся носителями квантовой информации в системах оптической связи.

5. Показано, что максимальное отношение сигнал/шум на выходе устройства квантовой памяти, использующего коллективные субизлучательные состояния для хранения информации, получается тогда, когда временная форма записываемых однофотонных волновых пакетов представляет собой обращённую во времени импульсную характеристику резонансной системы атомов. При этом эффективность квантовой памяти стремится к единице с увеличением оптической толщины резонансной среды. Получено хорошее согласие теоретических предсказаний с результатами экспериментального исследования сверхизлучательного рассеяния вперёд слабых импульсов света, имеющих оптимальную форму, в кристалле $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Pr}^{3+}$.

6. Разработан метод управления коллективными многоатомными состояниями с помощью внешнего неоднородного электрического поля, позволяющий обращать пространственное распределение фазы этих состояний без использования лазерных импульсов. Показано, что данный метод можно использовать в устройствах квантовой оптической памяти для

воспроизведения записанных состояний света в обратном направлении. В частности, разработана схема реализации, позволяющая осуществить обращение фазы в течение нескольких микросекунд с эффективностью, близкой к единице, если в качестве носителей информации используются примесные кристаллы, активированные редкоземельными ионами.

7. Разработан метод записи и воспроизведения однофотонных состояний света в устройствах квантовой памяти, носителями информации в которых являются оптически тонкие резонансные среды, находящиеся в резонаторе. Показано, что симметричные (например, гауссовы и биэкспоненциальные) однофотонные волновые пакеты, взаимодействующие с резонансной протяжённой системой атомов, заключённой в перестраиваемый резонатор, можно записывать и воспроизводить с вероятностью, близкой к единице, используя для этого лишь перестройку резонатора. В пределе плохого резонатора получено аналитическое решение, описывающее необходимую для этого временную зависимость кооперативного параметра (или добротности резонатора). Определена оптимальная длительность импульсов, соответствующая максимальной эффективности устройства квантовой памяти при заданном наибольшем значении кооперативного параметра. Проанализировано влияние нестабильности моментов времени появления входных импульсов на эффективность квантовой памяти.

8. Показано, что квантовая память с перестраиваемым резонатором идеально подходит для записи однофотонных состояний, которые можно приготовить в параметрическом генераторе света (ПГС), функционирующем существенно ниже порога генерации. Если для приготовления однофотонных состояний используется однорезонаторный ПГС, то генерируемые фотоны поглощаются устройством квантовой памяти с максимально возможной вероятностью, что соответствует максимальной эффективности полного цикла записи и считывания однофотонного волнового пакета, сопровождаемого преобразованием его временной формы.

Проанализирована зависимость эффективности преобразования экспоненциального импульса в гауссов импульс, при оптимальном значении их длительностей, от кооперативного параметра.

9. Развита метод приготовления узкополосных однофотонных волновых пакетов с контролируемой временной формой в режиме спонтанного параметрического рассеяния в резонаторе. Показано, что временная форма генерируемых однофотонных волновых пакетов однозначно задаётся формой импульса накачки, если для приготовления однофотонных состояний используется однорезонаторный ПГС, а сопряжённый фотон, являясь резонансным, детектируется на выходе из резонатора после окончания импульса накачки. Предложена схема реализации метода и выполнены оценки эффективности условного приготовления узкополосных однофотонных состояний, пригодных для записи и считывания в разрабатываемых сейчас устройствах квантовой памяти.

10. Разработан метод записи и воспроизведения однофотонных волновых пакетов в резонансных средах с управляемым показателем преломления. Показано, что форму оптического импульса можно записывать и воспроизводить в режиме нерезонансного рамановского взаимодействия посредством изменения показателя преломления резонансной среды без использования неоднородного уширения резонансных переходов и без модуляции частоты Раби контрольного поля. Показана возможность многоканальной обработки информации с использованием ортогональных коллективных многоатомных состояний в средах с управляемым показателем преломления. Предложена схема модуляции показателя преломления в кристалле $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Er}^{3+}$, перспективном для использования в устройствах квантовой памяти в качестве носителя информации.

Основные выводы:

1. Явление коллективного спонтанного излучения можно использовать для записи, воспроизведения и преобразования однофотонных волновых пакетов в системах оптической квантовой памяти и в источниках однофотонных состояний.
2. Симметричные во времени однофотонные волновые пакеты можно записывать и воспроизводить с эффективностью, близкой к единице, используя для этого лишь однородно уширенные резонансные линии многоатомных систем.
3. Квантовая память с перестраиваемым резонатором позволяет с высокой эффективностью преобразовывать однофотонные волновые пакеты, что делает её перспективной для использования в источниках однофотонных состояний с контролируемой временной формой.

Список публикаций автора

- [A1] Kalachev, A.A. Long-lived optical superradiance in the regime of multipulse excitation / A.A. Kalachev, V.V. Samartsev // Laser Physics. – 1999. – V.9. – No.4. – P.916–922.
- [A2] Калачев, А.А. Оптическое сверхизлучение в режиме четырехволнового смешения / А.А. Калачев, В.В. Самарцев // Изв. РАН, сер.физ. – 2000. – Т.64. – №10. – С.2063-2068.
- [A3] Kalachev, A.A. Triggered optical superradiance in biphenyl crystal with pyrene molecules / P.V. Zinoviev, A.A. Kalachev, V.V. Samartsev, N.B. Silaeva // Laser Physics. – 2001. – V.11. – No.12. – P.1307–1312.
- [A4] Kalachev, A.A. Optical and gamma superradiance / V.V. Samartsev, A.A. Kalachev // Hyperfine Interactions. – 2001. – V.135. – No.1–4. – P.257–273.
- [A5] Kalachev, A.A. Optical superradiance in doped crystals and its possible applications / A.A. Kalachev, V.V. Samartsev // Laser Physics. – 2002. – V.12. – No.8. – P.1114–1125.

- [A6] Kalachev, A.A. Optical memory based on the long-lived photon echo and optical superradiance in crystals doped by rare-earth ions / V.V. Samartsev, A.A. Kalachev // Journal of Luminescence. – 2002. – V.98. – No.1–4. – P.331–340.
- [A7] Калачев, А.А. Усиление сжатого света в режиме триггерного оптического сверхизлучения / А.А. Калачев, В.В. Самарцев // Квантовая электроника. – 2002. – Т.32. – №8. – С.707–710.
- [A8] Kalachev, A.A. Superradiant source of squeezed light / A.A. Kalachev, V.V. Samartsev // Laser Physics. – 2003. – V.13. – No.12. – P.1562–1566.
- [A9] Калачев, А.А. Когерентные явления в оптике / А.А. Калачев, В.В. Самарцев. Казань: КГУ, 2003, 280 с.
- [A10] Калачев, А.А. Квантовый счет в режиме триггерного сверхизлучения / А.А. Калачев // Изв. РАН, сер.физ. – 2004. – Т.68. – №9. – С.1268–1271.
- [A11] Калачев, А.А. Квантовая память и квантовые вычисления в режиме оптического сверхизлучения / А.А. Калачев, В.В. Самарцев // Квантовая электроника. – 2005. – Т.35. – №8. – С.679–682.
- [A12] Калачев, А.А. Квантовая память в режиме оптического субизлучения / А.А. Калачев, В.В. Самарцев // Изв. РАН, сер.физ. – 2006. – Т.70. – №4. – С.514–517.
- [A13] Kalachev, A. Coherent control of collective spontaneous emission in an extended atomic ensemble and quantum storage / A. Kalachev, S. Kröll // Phys. Rev. A. – 2006. – V.74. – P.023814–10.
- [A14] Kalachev, A. Quantum storage on subradiant states in an extended atomic ensemble / A. Kalachev // Phys. Rev. A. – 2007. – V.76. – P.043812–7.
- [A15] Калачев, А.А. Квантовая память на основе оптического субизлучения: оптимизация соотношения сигнал/шум / А.А. Калачев // Известия РАН, сер. физ. – 2008. – Т.72. – No.5. – С.730–733.

- [A16] Kalachev, A. Backward retrieval in optical quantum memory controlled by an external field / A. Kalachev, S. Kröll // Phys. Rev. A. – 2008. – V.78. – P.043808–4.
- [A17] Kalachev, A. Quantum memory for light using extended atomic ensembles in a tunable cavity / A. Kalachev // Phys. Rev. A. – 2008. – V.78. – P.043812–6.
- [A18] Kalachev, A.A. Experimental superradiance and slow-light effects for quantum memories / A. Walther, A. Amari, S. Kröll, A. Kalachev // Phys. Rev. A. – 2009. – V.80. – P.012317–7.
- [A19] Kalachev, A. Pulse shaping during cavity-enhanced spontaneous parametric down-conversion / A. Kalachev // Phys. Rev. A. – 2010. – V.81. – P.043809–4.
- [A20] Калачев, А.А. Запись и воспроизведение квантовых состояний света с помощью перестраиваемого резонатора. Приложение к однофотонным источникам / А.А. Калачев // Оптика и спектроскопия. – 2010. – Т.109. – №1. – С.34–42.
- [A21] Калачев, А.А. Преобразование однофотонных волновых пакетов в устройствах квантовой памяти с помощью перестраиваемого резонатора / А.А. Калачев // Известия РАН. Сер. физ. – 2010. – Т.74. – №7. – С.993–996.
- [A22] Kalachev, A. Quantum storage via refractive-index control / A. Kalachev, O. Kocharovskaya // Phys. Rev. A. – 2011. – V.83. – P.053849–6.
- [A23] Kalachev, A. Refractive index control for optical quantum storage / A. Kalachev, O. Kocharovskaya // Journal of Modern Optics. – 2011. – V.58. – P.1900–1907.

Список цитируемой литературы

- [1] Lvovsky, A. I. Optical quantum memory / A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, W. Tittel // Nature Photonics. – 2009. – V.3. – No.12. – P.706–714.
- [2] Hammerer, K. Quantum interface between light and atomic ensembles /

- K. Hammerer, A. S. Sørensen, E. S. Polzik // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – V.82. – No.2. – P.1041–1093.
- [3] Tittel, W. Photon-echo quantum memory in solid state systems / W. Tittel, M. Afzelius, R. L. Cone, et al. // *Laser & Photonics Reviews.* – 2010. – V.4. – No.2. – P.244–267.
- [4] Simon, C. Quantum memories – a review based on the european integrated project 'qubit applications (qap)' / C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, et al. // *The European Physical Journal D.* – 2010. – V.58. – No.1. – P.1–22.
- [5] Kok, P. Linear optical quantum computing with photonic qubits / P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, et al. // *Rev. Mod. Phys.* – 2007. – V.79. – No.1. – P.135–174.
- [6] Braunstein, S. L. Quantum information with continuous variables / S. L. Braunstein, P. van Loock // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – V.77. – No.2. – P.513–577.
- [7] Lukin, M. D. Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles / M. D. Lukin // *Rev. Mod. Phys.* – 2003. – V.75. – No.2. – P.457–472.
- [8] Duan, L.-M. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics / L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller // *Nature (London).* – 2001. – V.414 – No.6862. – P.413–418.
- [9] Jenkins, S. D. Quantum telecommunication with atomic ensembles / S. D. Jenkins, D. N. Matsukevich, T. Chanelière, et al. // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2007. – V.24. – No.2. – P.316–323.
- [10] Eisaman, M. D. Shaping quantum pulses of light via coherent atomic memory / M. D. Eisaman, L. Childress, A. André, et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V.93. – No.23. – P.233602–4.
- [11] Sangouard, N. Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics / N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten, N. Gisin // *Rev. Mod. Phys.* – 2011. – V.83. – No.1. – P.33–80.

- [12] Dicke, R. H. Coherence in spontaneous radiation processes / R. H. Dicke // Phys. Rev. – 1954. – V.93. – No.1. – P.99–110.
- [13] Gross, M. Superradiance: an essay on the theory of collective spontaneous emission / M. Gross, S. Haroche // Physics Reports. – 1982. – V.93. – No.5. – P.301–396.
- [14] Андреев, А.В. Кооперативные явления в оптике / А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский. – М.: Наука. – 1988.
- [15] Benedict, M.G. Super-radiance: Multiatomic coherent emission / M. G. Benedict, A. M. Ermolaev, V. A. Malyshev et al. – Bristol and Philadelphia: IOP Publishing. – 1996.
- [16] Rippe, L. Experimental demonstration of efficient and selective population transfer and qubit distillation in a rare-earth-metal-ion-doped crystal / L. Rippe, M. Nilsson, S. Kröll, et al. // Phys. Rev. A. – 2005. – V.71. – No.6. – P.062328–12.
- [17] Julsgaard, B. Understanding laser stabilization using spectral hole burning / B. Julsgaard, A. Walther, S. Kröll, L. Rippe // Optics Express. – 2007. – V.15. – No.18. – P.11444–11465.
- [18] Burnham, D. C. Coherent resonance fluorescence excited by short light pulses / D. C. Burnham, R. Y. Chiao // Phys. Rev. – 1969. – V.188. – No.2. – P.667–675.
- [19] Crisp, M. D. Propagation of small area-pulses of coherent light through a resonant medium / M. D. Crisp // Phys. Rev. A. – 1970. – V.1. – No.6. – P.1604–1611.
- [20] Köprülü, K. G. Lossless single-photon shaping via heralding / K. G. Köprülü, Y.-P. Huang, G. A. Barbosa, P. Kumar // Optics Express. – 2011. – V.36. – No.9. – P.1674–1676.